

09

## Влияние поля коронного разряда на формирование голографических дифракционных решеток в пленках $As_{40}S_{60-x}Se_x$

© А.М. Настас,<sup>1</sup> М.С. Иову,<sup>1</sup> А.М. Присакар,<sup>1</sup> Г.М. Тридуч,<sup>1</sup> В.Д. Прилепов,<sup>2</sup> А.Л. Толстик,<sup>3</sup> И.В. Сташкевич<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Институт прикладной физики,  
MD-2028 Кишинев, Молдова

<sup>2</sup> Молдавский государственный университет,  
MD-2009 Кишинев, Молдова

<sup>3</sup> Белорусский государственный университет,  
220030 Минск, Беларусь

e-mail: nastas\_am@rambler.ru; andrian.nastas@ifa.md

Поступило в Редакцию 21 декабря 2022 г.

В окончательной редакции 17 февраля 2023 г.

Принято к публикации 20 февраля 2023 г.

Исследовано влияние поля коронного разряда на голографическую запись и последующее химическое травление зарегистрированных дифракционных решеток в тонкопленочных структурах  $Cr/As_{40}S_{60-x}Se_x$ . Установлено, что приложение положительного коронного разряда приводит к увеличению голографической чувствительности пленок  $As-S-Se$  во время записи, а также повышению дифракционной эффективности как записанных, так и рельефно-фазовых дифракционных решеток, сформированных последующим химическим травлением. Среди исследованных пленок системы  $As_{40}S_{60-x}Se_x$  наилучшие результаты при применении излучения аргонового лазера (488 nm) были получены для пленок  $As_{40}S_{39}Se_{21}$ . В этом случае применение коронного разряда привело к увеличению голографической чувствительности в 2 раза, а дифракционной эффективности более чем в 3 раза по сравнению с обычной записью. Соответственно повышение дифракционной эффективности рельефных дифракционных решеток, сформированных с помощью последующего химического травления, составило около 30%.

**Ключевые слова:** халькогенидные стеклообразные полупроводники, голографическая дифракционная решетка, коронный разряд, дифракционная эффективность, селективное травление.

DOI: 10.21883/JTF.2023.05.55465.285-22

### Введение

В современных оптических аналоговых голографических технологиях разработка регистрирующих сред является одним из ключевых аспектов. Среди множества регистрирующих сред большой интерес уделяется аморфным пленкам халькогенидных стеклообразных полупроводников (ХСП). Запись в пленках ХСП может быть основана на различных физических процессах, среди которых выделяются следующие: фотопроводимость в методе фототермопластической записи; фотоструктурные превращения (ФСП); фотодиффузия металла (ФДМ) в слой ХСП. Первый из них имеет рекордную чувствительность  $S \sim 10^6 \text{ cm}^2/\text{J}$  [1]. Второй и третий, обуславливающие модуляцию оптических параметров и скорости травления, имеют меньшую чувствительность, но обладают высоким разрешением (более  $10\,000 \text{ nm}^{-1}$ ), низким уровнем шума, возможностью селективного химического и ионного травления [2].

При оптической голографической записи аналоговых голограмм с большой площадью наряду с разрешением регистрирующей среды возрастает значимость голографической чувствительности  $S$ . Способ записи посред-

ством ФСП в тонких пленках ХСП используется в защитных голографических технологиях и для создания голографических оптических элементов. Однако он характеризуется сравнительно невысоким значением голографической чувствительности  $S$  порядка  $\sim 10^1 \text{ cm}^2/\text{J}$  [3] и относительно невысоким значением дифракционной эффективности  $\eta$  порядка  $\sim 1\%$  [4].

Усиление голографической записи в пленках ХСП может быть осуществлено с помощью модифицированного метода, состоящего в том, что при экспонировании тонкопленочных структур  $Me$ -ХСП происходит одновременная зарядка высокоомного полупроводникового слоя в поле коронного разряда. При этом наблюдается увеличение в несколько раз значения  $S$ , а также дифракционной эффективности  $\eta$  голографических дифракционных решеток (ГДР), сформированных как в процессе записи, так и с помощью последующего химического травления [4]. Изучено влияние поля коронного разряда на дифракционную эффективность решеток, записанных голографическим методом в структуре  $Cr-As_2S_3$  с наноразмерной толщиной слоя  $As_2S_3$  [5–7]. При использовании слоев  $As_2S_3$  с толщинами, равными 56 и 29 nm, применение коронного разряда обеспечило увеличение  $\eta$  примерно в 10 и 30 раз соответственно [5].

Особенность пленок ХСП тройного состава As–S–Se состоит в плавном изменении их оптических и химических свойств посредством изменения процентного содержания Se. Так, в наиболее изученной системе  $As_{40}S_{60-x}Se_x$  [8–12] при изменении  $x$  от 0 до 60 ширина запрещенной зоны ( $E_g$ ) изменяется между значениями  $E_g$ , соответствующими  $As_2S_3$  и  $As_2Se_3$  [11,13]. Это, в частности, позволяет подобрать состав регистрирующей пленки As–S–Se, наиболее подходящий к используемому лазерному излучению. Для пленок  $As_{40}S_{60-x}Se_x$  наблюдался почти линейный рост показателя преломления во всем интервале изменения  $x$  (от 0 до 60) [11]. Известно [2], что тонкие пленки ( $\sim 1 \mu m$ ) ХСП тройных составов As–S–Se по сравнению с бинарными ( $As_2S_3$  и  $As_2Se_3$ ) более предпочтительны для формирования голографических дифракционных решеток и голограмм. В пленках системы As–S–Se сочетаются высокая фоточувствительность, присущая пленкам  $As_2Se_3$ , и стабильность, присущая пленкам  $As_2S_3$ .

Целью настоящей работы являлось исследование влияния зарядки аморфных пленок системы  $As_{40}S_{60-x}Se_x$  в поле коронного разряда на оптическую голографическую запись дифракционных решеток и последующее их химическое травление.

## 1. Методика получения и исследования образцов

Тонкопленочные образцы Cr/ $As_{40}S_{60-x}Se_x$  были получены методом последовательного осаждения в вакууме слоев Cr и As–S–Se (термическое испарение) на гибкие лавсановые подложки. Толщина полупроводниковых слоев для всех составов была одинаковой и составляла  $0.8 \mu m$ . Толщина полупрозрачного металлического слоя Cr, который при записи в поле коронного разряда служил подстилающим электродом, была равна нескольким десяткам нанометров. Расстояние между коронирующим электродом (тонкая ( $60 \mu m$ ) вольфрамовая нить) и металлической пленкой хрома составляло 17 mm. Принципиальная схема представлена на рис. 1.

Запись ГДР осуществлялась по стандартной внеосевой схеме Лейта–Упатниекса на голографическом виброзащитном столе. В качестве источника когерентного излучения использовался  $Ag^+$ -лазер с длиной волны излучения  $\lambda = 488 \text{ nm}$ .

Деление лазерного пучка на два пучка одинаковой интенсивности осуществлялось методом деления фазы (посредством светоделительного кубика). Суммарная освещенность обоих интерферирующих лазерных пучков была  $0.42 \text{ mW/cm}^2$ . Проводилась как обычная запись, так и в поле коронного разряда дифракционных решеток с периодом  $1 \mu m$ . При этом на коронирующий электрод подавался положительный потенциал +7 kV. Образцы экспонировались со стороны пленки  $As_{40}S_{60-x}Se_x$  (рис. 1). В процессе записи

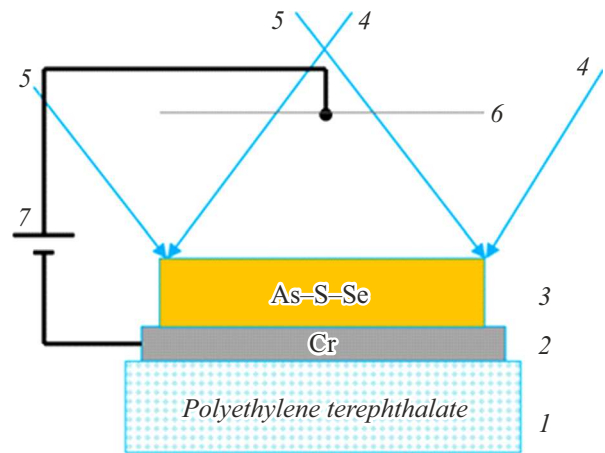


Рис. 1. Принципиальная схема записи ГДР в поле коронного разряда: 1 — гибкая лавсановая подложка, 2 — полупрозрачный металлический электрод (Cr), 3 — слой ХСП, 4, 5 — лазерные пучки, 6 — коронирующая вольфрамовая нить, 7 — высоковольтный источник питания.

осуществлялся мониторинг дифракционной эффективности в первом порядке дифракции. После записи были сформированы рельефно-фазовые дифракционные решетки с помощью химического травления при комнатной температуре в 5% водном растворе КОН (позитивный травитель). Время травления было одинаковым для всех образцов и составляло 30 s.

Как в процессе записи, так и после процедуры травления проводилось измерение дифракционной эффективности решеток  $\eta_1$  в первом порядке дифракции на пропускание на длине волны  $\lambda = 0.6328 \mu m$  при нормальном падении He–Ne-лазерного луча. В первом случае для минимизации влияния на запись ГДР использовался ослабленный с помощью светофильтров считывающий лазерный пучок. Соответствующие процессу записи значения дифракционной эффективности определялись как отношение интенсивности дифрагированного пучка в первом порядке дифракции к интенсивности пучка, прошедшего через неэкспонированный участок образца. Такое определение дифракционной эффективности позволяло исключить влияние на нее рассеивания и поглощения в подложке, металлическом и полупроводниковом слоях. Значения дифракционной эффективности рельефно-фазовых дифракционных решеток определялись из соотношения  $\eta_{et} = I_1 / (I_0 + 2I_1)$ , где  $I_1$  и  $I_0$  — интенсивности света в первом и нулевом порядке дифракции соответственно.

Голографическая чувствительность  $S$  определялась по формуле  $S = (\sqrt{\eta}) / (HK)$ , предложенной в [14], где  $H = Lt$  — экспозиция ( $L$  — суммарная освещенность,  $t$  — время записи),  $K = 1$  — видность полос (интенсивность интерферирующих лазерных пучков была одинакова).

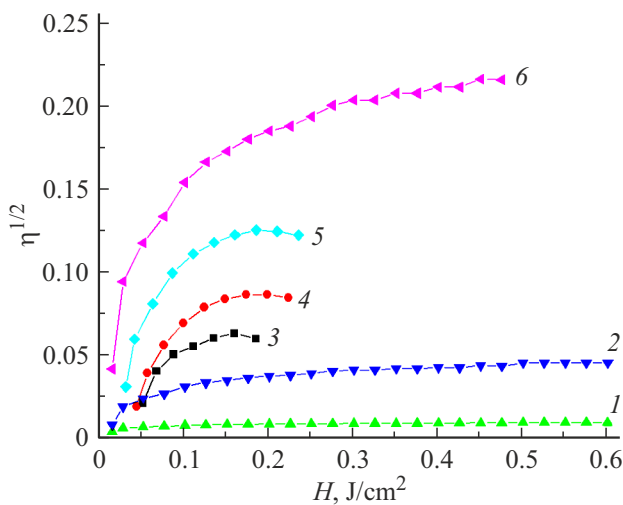
## 2. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Значения дифракционной эффективности записываемых решеток были использованы для построения экспозиционно-контрастных характеристик  $\sqrt{\eta} = \varphi(H)$  пленок  $As_{40}S_{60-x}Se_x$ . На рис. 2 показаны зависимости  $\sqrt{\eta}$  от экспозиции для пленок  $As_{40}S_{60}$  (рис. 2, кривые 3, 4),  $As_{40}S_{39}Se_{21}$  (рис. 2, кривые 5, 6) и  $As_{40}S_{18}Se_{42}$  (рис. 2, кривые 1, 2) полученные при обычной записи (кривые 1, 3, 5) и в поле коронного разряда (кривые 2, 4, 6). Для всех составов приложение коронного разряда во время записи приводило к усилению формирующихся ГДР. При достижении экспозиции  $H = 0.2 J/cm^2$  значения  $\sqrt{\eta}$  изменялись слабо вблизи уровня насыщения. Для этого значения  $H$  были рассчитаны значения голографической чувствительности  $S$  используемых пленок  $As_{40}S_{60-x}Se_x$ .

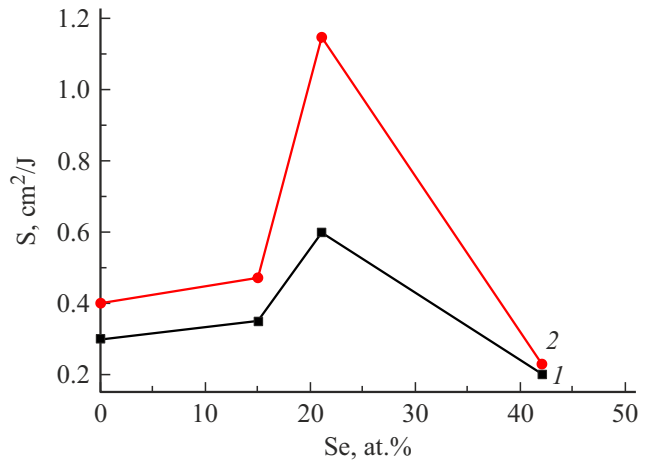
Влияние поля коронного разряда на голографическую чувствительность пленок  $As_{40}S_{60-x}Se_x$  различного состава показано на рис. 3.

Приложение поля коронного разряда во время записи (рис. 3, кривая 2) заметно увеличивало голографическую чувствительность всех использованных составов  $As_{40}S_{60-x}Se_x$ . Наибольшие значения  $S$  получены для пленок  $As_{40}S_{39}Se_{21}$ . В этом случае приложение электрического поля приводило к двукратному увеличению голографической чувствительности.

Для исследования влияния коронного разряда на дифракционную эффективность рельефно-фазовых решеток сначала были записаны (почти до максимума дифракционной эффективности, т.е. до насыщения) ГДР на различных составах системы  $As_{40}S_{60-x}Se_x$ , а затем они были подвергнуты химическому травлению. Запись производилась как в поле коронного разряда,



**Рис. 2.** Зависимости дифракционной эффективности от экспозиции: 1, 2 —  $As_{40}S_{18}Se_{42}$ ; 3, 4 —  $As_{40}S_{60}$ ; 5, 6 —  $As_{40}S_{39}Se_{21}$ . 1, 3, 5 — обычная запись ГДР; 2, 4, 6 — запись в поле коронного разряда.



**Рис. 3.** Зависимости голографической чувствительности от содержания Se в  $As_{40}S_{60-x}Se_x$  при обычной записи (1) и в поле коронного разряда (2).

**Таблица 1.** Дифракционная эффективность записанных и протравленных ГДР в  $As_{40}S_{60-x}Se_x$

Состав		$As_{40}S_{60}$	$As_{40}S_{45}Se_{15}$	$As_{40}S_{39}Se_{21}$	$As_{40}S_{18}Se_{42}$
После записи	$\eta$ , %	0.4	0.5	1.5	0.18
	$\eta_{cd}$ , %	0.7	1.2	5.6	0.23
После травления	$\eta_{et}$ , %	9.3	11.2	17.7	5.7
	$\eta_{et,cd}$ , %	12.5	14.6	22.7	7.4

так и без него. Полученные ГДР впоследствии были подвергнуты химическому травлению при одинаковых условиях. На этих образцах для всех исследованных составов была измерена дифракционная эффективность ГДР до травления ( $\eta$  и  $\eta_{cd}$ , обычная запись и запись в поле коронного разряда соответственно). Эти данные представлены в табл. 1.

Так же была измерена дифракционная эффективность после травления:  $\eta_{et}$  — рельефно-фазовые ГДР, полученные при обычной записи,  $\eta_{et}, \eta_{cd}$  — при использовании коронного разряда на стадии записи (табл. 1).

Для всех составов, так же как и на рис. 2, наблюдается увеличение дифракционной эффективности ГДР при использовании положительного коронного разряда. Как видно из таблицы, наибольшее значение дифракционной эффективности как после обычной записи, так и после записи в коронном разряде достигается для состава  $As_{40}S_{39}Se_{21}$ . При обычной записи значение дифракционной эффективности для этого состава составляет 1.5%, а при записи в поле коронного разряда 5.6%. После последующего травления дифракционная эффективность увеличилась и составила при обычной записи 17.7 и 22.7% при записи с использованием коронного разряда.

Перейдем к обсуждению полученных результатов. Прежде всего оценим величину электрического поля,

которое создается в исследуемых пленках ХСП при их зарядке в поле коронного разряда. Поверхностный потенциал, образующийся на поверхности тонких пленок ХСП при их зарядке в поле коронного разряда равен примерно  $\approx 100\text{--}200\text{ V}$  [7,15]. Поскольку толщина полупроводниковых пленок  $\text{As}_{40}\text{S}_{60-x}\text{Se}_x$  равна  $0.8\text{ }\mu\text{m}$ , то напряженность электрического поля  $E$ , создаваемого в них, порядка  $E \gtrsim 10^6\text{ V/cm}$ . При таких сильных электрических полях могут проявляться эффекты Франца–Келдыша и Пула–Френкеля, обуславливающие увеличение фотопоглощения и концентрации неравновесных носителей (в нашем случае дырок), что приводит к фотоиндуцированному увеличению показателя преломления  $\Delta n$  [16]. Как показывает эксперимент, влиянием эффекта Франца–Келдыша можно пренебречь. Фотопоглощение при зарядке структур в поле коронного разряда увеличивается незначительно. Следует отметить, что в таких сильных электрических полях увеличивается значение квантового выхода [17], т.е. отношение количества рожденных неравновесных носителей к числу поглощенных фотонов.

К настоящему времени подробно исследовано влияние электрического поля, а также длины волны света на фотогенерацию свободных носителей заряда в аморфных пленках селена. Экспериментально установлено [18–21], что приложение электрического поля  $E$  приводит к увеличению квантового выхода. При этом для всех длин волн с ростом  $E$  наблюдалось монотонное возрастание квантового выхода, приближающегося к единице при коротковолновом освещении и  $E > 10^7\text{ V/m}$ . Так, например, для селена квантовый выход  $C$  при высоких полях (для селена больше  $3 \cdot 10^4\text{ V/cm}$ ) аппроксимируется теорией Пула–Френкеля  $C \sim \exp(\beta E^{1/2}/kT)$ , где  $\beta = (4e^3/\epsilon)^{1/2}$  [17].

В основном объяснение зависимости квантового выхода от  $E$  проводилось с помощью моделей [18–20], основанных на теории Френкеля [22]. В то же время в работе [21] рассмотрена модель, основанная на теории Онзагера [23], и показано преимущество применения этой теории для описания экспериментальных результатов. Применение этой модели дало хорошее совпадение с экспериментальной и расчетной зависимостью квантового выхода от  $E$  в широком интервале изменения длины волны света, инициирующего образование электронно-дырочных пар. Расчеты, проведенные во всех рассмотренных моделях, предсказывают повышение вероятности термического разделения фотоиндуцированной электронно-дырочной пары в электрическом поле на свободные носители заряда. Согласно обеим теориям (Френкеля и Онзагера), это обусловлено уменьшением энергии термической ионизации, необходимой для разделения носителей заряда, связанных кулоновским притяжением.

В условиях эксперимента, проведенного в [7], поле коронного разряда инициировало в пленке  $\text{As}_2\text{S}_3$  толщиной  $100\text{ nm}$  электрическое поле  $E \approx 10^9\text{ V/cm}$ . Количество фотоиндуцированных носителей заряда  $N_c$  в прило-

женном высоком электрическом поле в соответствии с теорией Френкеля авторами [7] представлено формулой

$$N_c = N_0 \exp\left[\frac{(e^3 E)^{1/2}}{nk_B T}\right],$$

где  $N_0$  — количество неравновесных носителей заряда без приложенного электрического поля;  $n$  — показатель преломления.

По-видимому, экспериментальные и теоретические результаты, полученные для аморфных пленок селена и  $\text{As}_2\text{S}_3$  могут быть использованы для объяснения увеличения голографической чувствительности пленок  $\text{As}_{40}\text{S}_{60-x}\text{Se}_x$  и дифракционной эффективности ГДР при оптической записи в поле коронного разряда по сравнению с обычной записью. Основное влияние электрического поля состоит в повышении квантового выхода при фотогенерации свободных носителей заряда.

Получение наилучших результатов для пленок  $\text{As}_{40}\text{S}_{39}\text{Se}_{21}$  согласуется с результатами исследования оптических свойств пленок системы  $\text{As}_{40}\text{S}_{60-x}\text{Se}_x$  [11], а также их применения для оптической записи [9]. С увеличением доли содержания Se рост фотоиндуцированного увеличения показателя преломления выходил на участок слабого изменения при  $x \approx 20$  [11]. Показано [9], что аморфные пленки системы  $\text{As}_{40}\text{S}_{60-x}\text{Se}_x$  ( $x = 20 \dots 40$ ) характеризуются высокой голографической чувствительностью. При записи дифракционных решеток на длине волны  $0.44\text{ }\mu\text{m}$  голографическая чувствительность состава, соответствующего  $x = 20$ , была намного выше, чем для  $x = 30$  и  $40$ . Ввиду корреляции фотоиндуцированных изменений оптических и химических свойств пленок ХСП наибольшая дифракционная эффективность решетки была получена также для состава  $\text{As}_{40}\text{S}_{39}\text{Se}_{21}$ .

По-видимому, наблюдаемое довольно значительное (в несколько раз) увеличение дифракционной эффективности при голографической записи решеток в поле коронного разряда по сравнению с обычной записью (рис. 2) может быть качественно объяснено с учетом эффекта Пула–Френкеля. Можно также предположить, что на увеличение дифракционной эффективности в поле коронного разряда влияет уменьшение продольной фотодиффузии неравновесных носителей (дырок) из освещенного участка пленки ХСП в необлученную область за счет существующего внутреннего поперечного электрического поля в полупроводниковом слое.

Следует отметить, что применение коронного разряда (отрицательного) также приводит к увеличению голографической чувствительности и дифракционной эффективности не только при ФСЦ, но и при ФДМ в пленки ХСП [24–26]. Для сравнения на базе данных, полученных в настоящей работе и приведенных в работах [24–26], была составлена табл. 2.

Как видно из таблицы, голографическая чувствительность при записи в коронном разряде  $S_{cd}$  выше, чем чувствительность, полученная при обычной

**Таблица 2.** Чувствительность и дифракционная эффективность при записи и травлении ГДР, сформированных в структурах Cr–As<sub>40</sub>S<sub>39</sub>Se<sub>21</sub> и Cu–As<sub>2</sub>Se<sub>3</sub>

Состав	Механизм записи	Усиление $S$ и $\eta$ при записи в поле коронного разряда		
		После записи		После травления
		$S_{cd}/S$	$\eta_{cd}/\eta$	$\eta_{cd}/\eta$
Cr–As <sub>40</sub> S <sub>39</sub> Se <sub>21</sub>	Фотоструктурные превращения	2	3.6	1.3
Cu–As <sub>40</sub> Se <sub>60</sub>	Фото диффузия металла	1.6	2.5	2.5

записи  $S$ . Следует отметить, что если усиление  $S$  и  $\eta$  при использовании коронного разряда для состава Cr–As<sub>40</sub>S<sub>39</sub>Se<sub>21</sub> (запись посредством ФСП) выше, чем для состава Cu–As<sub>40</sub>Se<sub>60</sub> (запись за счет ФДМ), то для дифракционных эффективностей после травления ГДР подобное усиление, наоборот выше, почти в 2 раза, для состава Cu–As<sub>40</sub>Se<sub>60</sub>. Последний факт может быть объяснен с особенностью травления тонких пленок ХСП при ФДМ [2].

Учитывая вышеизложенные результаты, можно сделать предположение, что для всех высокоомных фоточувствительных тонких пленок на базе ХСП применение коронного разряда будет обеспечивать увеличение их светочувствительности, дифракционной эффективности и глубины поверхностного рельефа. Так, в частности, для многослойной наноструктуры As<sub>2</sub>S<sub>3</sub>/Se, состоящей из чередующихся наноразмерных слоев As<sub>2</sub>S<sub>3</sub> и Se [27], зарядка в поле коронного разряда может оказаться весьма эффективной для увеличения их голографической чувствительности  $S$ , дифракционной эффективности  $\eta$  и глубины поверхностного рельефа  $h$ . Проверке последнего предположения будет посвящена следующая работа.

## Выводы

1. Приложение положительного коронного разряда во время оптической голографической записи в пленках As<sub>40</sub>S<sub>60-x</sub>Se<sub>x</sub> приводило к увеличению голографической чувствительности и дифракционной эффективности как записанных решеток, так и рельефных решеток, сформированных с помощью последующего химического травления.

2. Среди исследованных пленок As<sub>40</sub>S<sub>60-x</sub>Se<sub>x</sub> наилучшие результаты при записи на длине волны 488 nm получены для As<sub>40</sub>S<sub>39</sub>Se<sub>21</sub>. Для этого состава использование положительного коронного разряда приводило к увеличению примерно в 2 раза голографической чувствительности, более чем в 3 раза дифракционной

эффективности при записи, а после последующего химического травления примерно на 30%.

## Финансирование работы

Работа выполнена в рамках международного двухстороннего Молдо-Белорусского проекта ANCD 1980013.50.07.05A/BL и Ф19МЛДГ-001; институциональных проектов ANCD 20.80009.5007.14 и ANCD20.80009.5007.12.

## Благодарность

Авторы считают своим приятным долгом выразить признательность своему коллеге С.А. Сергееву за научные дискуссии и конструктивные замечания.

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] A. Chirita, T. Galstian, M. Caraman, V. Prilepov, O. Korshak, I. Andries. *J. Optoelectron. Advan. Mater. Rapid Commun.*, **7** (3), 293 (2013).
- [2] Е.Ф. Венгер, А.В. Мельничук, А.В. Стронский. *Фотостимулированные процессы в халькогенидных стеклообразных полупроводниках и их практическое применение* (Академпер, Киев, 2007), с. 285.
- [3] А.М. Настас, М.С. Иову, I.N. Agishev, I.V. Gavrusenok, E.A. Melnikova, I.V. Stashkevitch, A.L. Tolstik. *J. Belarusian State University Physics*, **3**, 4 (2021). URL: <https://doi.org/10.33581/2520224320213000>
- [4] А.М. Настас, А.М. Андриеш, В.В. Бивол, А.М. Присакар, Г.М. Тридух. *ЖТФ*, **79** (2), 139 (2009). [А.М. Nastas, A.M. Andriesh, V.V. Bivol, A.M. Prisakar, G.M. Tridukh. *Tech. Phys.*, **54** (2), 305 (2009). DOI: 10.1134/S1063784209020236
- [5] I. Bodurov, T. Yovcheva, I. Vlaeva, A. Viraneva, R. Todorov, G. Spassov, S. Sainov. *J. Phys.: Conf. Ser.*, **398**, 012053 (2012). DOI: 10.1088/1742-6596/398/1/012053
- [6] J. Dikova, I. Vlaeva, Tz. Babeva, T. Yovcheva, S. Sainov. *Op. Laser. Engin.*, **50** (6), 838 (2012). DOI: 10.1016/j.optlaseng.2012.01.014
- [7] I. Vlaeva, R. Todorov, I. Bodurov, T. Yovcheva, S. Sainov. *Nanoscienc. Nanotechn.*, **12** eds. E. Balabanova, E. Mileva. Sofia, 113 (2012).
- [8] A.V. Stronski, M. Vlcek, P.E. Shepeliavyyi, A. Sklenal, S.A. Kostyukevich. *Semicond. Phys., Quant. Electr. Optoelectron.*, **2** (1), 111(1999).
- [9] A.V. Stronski, M. Vlcek, S.A. Kostyukevich, V.M. Tomchuk, E.V. Kostyukevych, S.V. Svechnikov, A.A. Kudryavtsev, N.L. Moskalenko, A.A. Koptuykh. *Semic. Phys., Quant. Electr. Optoelectr.*, **5** (3), 284 (2002).
- [10] J. Teteris, M. Reinfeld. *J. Optoelect. Advan. Mater.*, **5** (5), 1355 (2003).
- [11] J. Tasseva, R. Todorov, D. Tsankov, K. Petkov. *J. Optoelect. Advan. Mater.*, **9** (2), 344 (2007).
- [12] В.А. Данько, И.З. Индутный, В.И. Минько, П.Е. Шепелявый, О.В. Березнева, О.С. Литвин. *ФТП*, **46** (4), 520 (2012).

- [13] C.C. Wu, C.H. Ho, M.H. Yu, W.J. Chou. *J. Alloys Comp.*, **427**, 305 (2007).
- [14] Р. Кольер, К. Беркхард, Л. Лин. *Оптическая голография* (Мир, М., 1973), 686 с.
- [15] *Стеклообразные полупроводники в фотоэлектрических системах записи оптической информации*, под об. ред. А.М. Андриеш (Штиинца, Кишинев, 1988), 128 с.
- [16] А.М. Настас, А.М. Андриеш, В.В. Бивол, А.М. Присакар, Г.М. Тридух. Письма в ЖТФ **32** (1), 89 (2006). [A.M. Nastas, A.M. Andriesh, V.V. Bivol, A.M. Prisakar, G.M. Tridukh. *Tech. Phys. Lett.*, **32** (1), 45 (2006).]
- [17] Н. Мотт, Э. Дэвис. *Электронные процессы в некристаллических веществах* (Мир, М., 1982), т. 2, 368 с.
- [18] D.M. Pai, S.W. Ing. *Phys. Rev.*, **173** (3), 729 (1968). DOI: 10.1103/physrev.173.729
- [19] M.D. Tabak, P. Warter. *J. Phys. Rev.*, **173** (3), 899 (1968). DOI: 10.1103/physrev.173.899
- [20] J.C. Knights, T.A. Davis. *J. Phys. Chem. Solids*, **35**, 543 (1974).
- [21] D.M. Pai, R.C. Enck. *Onsager Phys. Rev.*, **11** (12), 5163 (1975).
- [22] J. Frenkel. *Phys. Rev.*, **54** (8), 647 (1938). DOI: 10.1103/physrev.54.647
- [23] L. Onsager. *Phys. Rev.*, **54**, 554 (1938).
- [24] А.М. Настас, М.С. Иову, А.М. Присакар, Г.М. Тридух. *ЖТФ*, **87** (9), 1395 (2017). DOI: 10.21883/0000000000 [A.M. Nastas, M.S. Iovu, A.M. Prisakar, G.M. Tridukh. *Tech. Phys.*, **62** (9), 1403 (2017). DOI: 10.1134/S1063784217090195]
- [25] А.М. Настас, М.С. Иову, А.Л. Толстик. *Опт. и спектр.*, **128** (2), 236 (2020). DOI: 10.21883/0000000000 [A.M. Nastas, M.S. Iovu, A.L. Tolstik. *Opt. Spectr.*, **128** (2), 231 (2020). DOI: 10.1134/S0030400X20020174]
- [26] A.M. Nastas, M.S. Iovu, A.M. Prisakar, A.Yu. Meshalkin, S.A. Sergeev. *J. Non-Crystall. Solids*, **438** (2016). <http://dx.doi.org/10.1016/j.jnoncrysol.2016.02.004>
- [27] A. Kikineshi, V. Palyok, A. Mishak, I. Szabo, D.L. Beke. *Funct. Mater.*, **6** (3), 413 (1999).